

Гистерезис гигантских флуктуаций интенсивности излучения двумерных электронов в режиме целочисленного квантового эффекта Холла

© А.Л. Парахонский[¶], М.В. Лебедев, В.Е. Кирпичев, И.В. Кукушкин

Институт физики твердого тела Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Россия

(Получена 26 февраля 2008 г. Принята к печати 11 марта 2008 г.)

В двухслойных электронных системах в режиме целочисленного квантового эффекта Холла при наблюдении гигантских флуктуаций интенсивности излучения двумерных электронов обнаружен гистерезис в магнитопольных зависимостях амплитуды этих флуктуаций. Показано, что гистерезис проявляется только при определенной толщине барьера, разделяющего электронные слои, когда межслойное расстояние оказывается сравнимым с расстоянием между электронами в $2D$ -плоскости. Установлено, что амплитуда гистерезиса по магнитному полю зависит от температуры и от разности концентраций электронов в слоях. Обнаруженное явление может свидетельствовать о возникновении в связанных двухслойных электронных системах в условиях квантового эффекта Холла некоторого нового когерентного упорядоченного состояния, которое характеризуется двумя критическими температурами.

PACS: 73.21.Fg, 73.43.-f, 73.50.Td, 78.20.Ls

1. Введение

Гигантские флуктуации интенсивности рекомбинационного излучения квазидвумерных ($2D$) электронов в условиях квантового эффекта Холла (КЭХ) были впервые обнаружены нами в структурах с одиночной GaAs/AlGaAs-квантовой ямой [1]. Статистический анализ шумов интенсивности излучения двумерных электронов в таких структурах показал, что в режиме КЭХ в чрезвычайно узкой (10^{-4} – 10^{-5}) окрестности целочисленного значения фактора заполнения ($\nu = 2, 4, 6, 8$ и т.д.) уровней Ландау амплитуда флуктуаций возрастает на несколько порядков. При этом концентрация $2D$ -электронов достигает высокой степени однородности (отклонение менее 0.1%), несмотря на то, что в нулевом магнитном поле вариации электронной плотности в образце размером 2–3 мм достигали нескольких процентов. Такое поведение системы может свидетельствовать о возникновении в условиях КЭХ некоторого нового когерентного упорядоченного состояния $2D$ -электронов, которое описывается общей волновой функцией с единой фазой. Отметим, что пуассоновские характеристики шумов возникают в статистической физике из-за возможности разбиения макроскопической системы на большое количество независимых подсистем. Именно благодаря независимости подсистем и отсутствию корреляций между ними и возникает эффективное усреднение флуктуаций всех характеристик в подсистемах, что приводит к их пуассоновскому распределению. Таким образом, наблюдение гигантских флуктуаций интенсивности люминесценции однозначно указывает на то, что систему электронов в режиме КЭХ нельзя рассматривать как состоящую из большого числа независимых подсистем. Из этих соображений, а также из обнаруженных про-

странственных корреляций с характерным масштабом в несколько миллиметров и из температурных зависимостей, типичных для фазовых переходов, возникло предположение, что обнаруженные гигантские флуктуации связаны с возникновением некоторого нового когерентного макроскопического состояния $2D$ -электронов. В таких когерентных упорядоченных состояниях электронов, которые описываются общей волновой функцией с единой фазой, следует ожидать явлений, аналогичных стационарному эффекту Джозефсона, в котором электроны туннелируют через тонкий диэлектрик, разделяющий два сверхпроводника. Согласно теории, в основном состоянии сверхпроводника все электронные пары имеют одинаковую фазу, а контакту двух сверхпроводников, разделенных диэлектриком, соответствует определенная разность фаз, которая и обеспечивает протекание тока через туннельную структуру. Этот эффект доказывает, что в природе существуют макроскопические явления, непосредственно определяемые фазой волновой функции. Двойные квантовые ямы, представляющие собой два слоя двумерных электронов, разделенных тонким слоем диэлектрика, в определенном смысле аналогичны джозефсоновской структуре, и именно поэтому их исследования в режиме КЭХ представляются чрезвычайно интересными.

2. Гигантские флуктуации интенсивности излучения электронов в структурах с двойными квантовыми ямами

Явление гигантских флуктуаций интенсивности излучения $2D$ -электронов в режиме КЭХ было обнаружено нами и в структурах с двойными квантовыми ямами

[¶] E-mail: alpar@issp.ac.ru

(ДКЯ) [2], причем было установлено, что в таких структурах характеристики гигантских флуктуаций меняются при изменении толщины потенциального барьера между ямами (l). Следует отметить, что система двумерных электронов в ДКЯ характеризуется двумя величинами концентрации (n_1 и n_2), поскольку из-за межъямного туннелирования возникает энергетическое расщепление между симметричным и антисимметричным состояниями электронов [3,4]. Как следствие, в энергетическом спектре электронов снимается вырождение, связанное с наличием двух квантовых ям, и в результате поверхность Ферми электронов оказывается состоящей из двух окружностей, которым отвечают два разных значения квазиимпульса Ферми (и, следовательно, две различные концентрации электронов) [4]. При уменьшении толщины барьера увеличивается вероятность межъямного туннелирования и растет энергетическое расщепление между симметричным и антисимметричным состояниями электронов. Это приводит к тому, что в ДКЯ с узкими l квазиимпульсы Ферми и электронные плотности отличаются сильно друг от друга, и эти плотности можно легко измерить по отдельности [5]. Кроме того, использование квантовых ям различной ширины ($d_1 \neq d_2$) позволяет измерять раздельно свойства рекомбинационного излучения из разных ям. Это достигается благодаря тому, что масса фотовозбужденных дырок в направлении, перпендикулярном $2D$ -плоскости, почти на порядок превосходит массу электронов, и поэтому в отличие от электронов дырки однозначно разделяются по ямам. При этом условие ($d_1 \neq d_2$) обеспечивает разность энергий размерного квантования электронов и дырок в двух ямах, что и приводит к значительному спектральному сдвигу линий излучения из разных ям. Как следствие, для измерений коэффициента корреляции флуктуаций, наблюдаемых в разных ямах, можно просто проводить корреляционный анализ двух различных линий в спектре люминесценции, отвечающих излучению из разных ям. В результате исследований ДКЯ, в которых варьировались как ширина ям, так и толщина барьеров, было установлено, что в структурах с тонким барьером ($l < 400 \text{ \AA}$) гигантские флуктуации интенсивности фотолуминесценции наблюдаются в узком интервале магнитных полей, в котором суммарная концентрация электронов в обеих ямах отвечает целочисленному фактору заполнения: 4, 8 и 12. Напротив, в случае широких барьеров ($l > 600 \text{ \AA}$) было обнаружено, что определяющим параметром для гигантских флуктуаций является не полная плотность электронов в двух ямах, а локальная концентрация в каждой из ям. Таким образом, при $l > 600 \text{ \AA}$ ямы становятся независимыми друг от друга и режим гигантских флуктуаций наблюдается при достижении целочисленного значения фактора заполнения: 2, 4, 6 и т.д. в каждой из ям. Особенно нетривиальным в этих структурах оказалось изменение в режиме гигантских флуктуаций коэффициента корреляции интенсивностей излучения из разных ям C_{12} , в зависимости от толщины

барьера. Было установлено, что для узких барьеров ($l < 200 \text{ \AA}$) коэффициент корреляции интенсивностей излучения из разных ям C_{12} близок к 1. При увеличении толщины барьера ($l > 200 \text{ \AA}$) коэффициент C_{12} уменьшается и стремится к нулю с осцилляциями и изменением знака [2]. Обнаруженные осцилляции знака коэффициента корреляции интенсивностей излучения из разных ям C_{12} в определенном смысле аналогичны осцилляциям тока в джозефсоновском контакте и требуют дальнейших исследований. В настоящей работе мы обнаружили и исследовали гистерезис в магнитопольных зависимостях гигантских флуктуаций интенсивности излучения двумерных электронов в ДКЯ. Исследована температурная зависимость обнаруженного гистерезиса и показано, что он характеризуется критической температурой, меньшей, чем критическая температура, при которой исчезает эффект гигантских флуктуаций.

3. Методика эксперимента

В настоящей работе исследовались структуры с ДКЯ, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии в следующей последовательности: на подложке из полуизолирующего GaAs выращивалась нелегированная сверхрешетка GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As толщиной около 1.3 мкм, затем формировалась система из двух GaAs квантовых ям различной ширины ($d_1 = 300$ и $d_2 = 220 \text{ \AA}$), разделенных Al_{0.3}Ga_{0.7}As барьером $l = 400 \text{ \AA}$ и окруженных спейсерами из Al_{0.3}Ga_{0.7}As толщиной 400 \AA и слоями легированного кремнием Al_{0.3}Ga_{0.7}As толщиной 650 \AA (уровень легирования 10^{18} см^{-3}). Подвижность $2D$ -электронов во всех исследованных структурах с ДКЯ превышала $1 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Суммарные концентрации $2D$ -электронов в ДКЯ с $l = 400 \text{ \AA}$ составляли около $4.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Оптическое возбуждение образцов осуществлялось лазерным светодиодом с энергией фотонов $\hbar\omega = 1.653 \text{ эВ}$ и временной нестабильностью мощности излучения менее 10^{-4} . Для дополнительного фотовозбуждения структур использовался He–Ne-лазер с $\hbar\omega = 1.958 \text{ эВ}$ (энергия фотонов больше ширины прямой щели для заданного состава x). Возбуждение и сбор сигналов фотолуминесценции (ФЛ) осуществлялись с помощью одного светодиода. Спектральным прибором служил монохроматор Kaderk, который обеспечивал спектральное разрешение 0.03 мэВ. Для детектирования сигнала рекомбинационного излучения использовался охлаждаемый жидким азотом полупроводниковый детектор с зарядовой связью (CCD), квантовая эффективность которого составляла около 50%. Образец помещался в криостат (значения температуры в криостате варьировались от 1.4 до 4.2 К) внутри сверхпроводящего соленоида, который позволял получать магнитное поле до 12 Т. Для измерения величины гигантских флуктуаций записывались спектры фотолуминесценции на CCD с одновременной математической обработкой детектируемого сигнала. Для

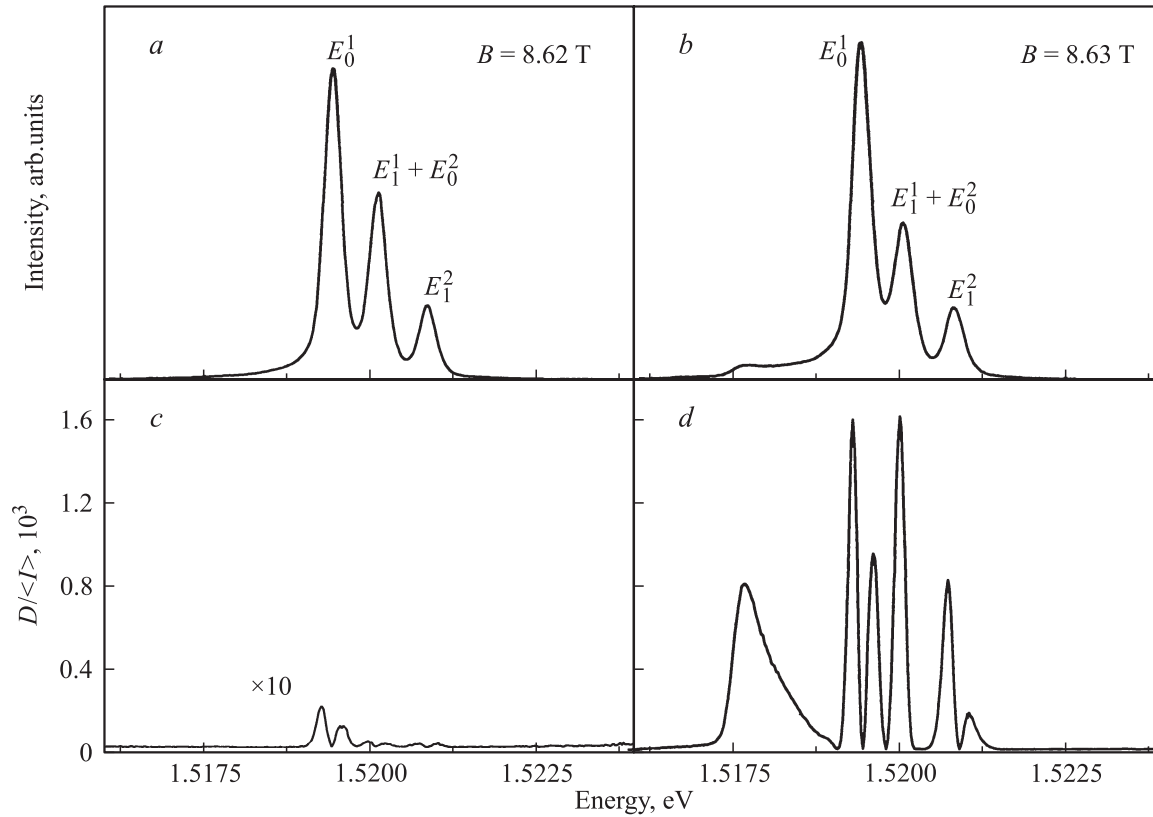


Рис. 1. Спектры фотолуминесценции $2D$ -электронов (a, b) (E_k^i — k -й спиновый подуровень i -й квантовой ямы) и соответствующие спектры флуктуаций (c, d), измеренные в ДКЯ с толщиной барьера $l = 400 \text{ \AA}$ при факторе заполнения $\nu_{\text{Tot}} = 4$ ($B = 8.63 \text{ T}$, $n_s = 4.7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $T = 1.41 \text{ K}$).

каждой длины волны (каждого пиксела CCD-матрицы) определялись среднее число фотоотсчетов $\langle I \rangle$, пропорциональное интенсивности излучения $2D$ -электронов, дисперсия $D = \langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2$ и отношение дисперсии к среднему значению $r = D/\langle I \rangle$.

4. Гистерезис гигантских флуктуаций интенсивности излучения в двухслойной электронной системе

Мы исследовали спектры ФЛ в двухслойных электронных системах, разделенных барьером толщиной $l = 400 \text{ \AA}$ в режиме КЭХ, вблизи полного фактора заполнения $\nu_{\text{Tot}} = 4$. В таких структурах было установлено, что в узком диапазоне магнитных полей, которому отвечает $\nu_{\text{Tot}} = 4$, наблюдается режим гигантских флуктуаций интенсивности излучения $2D$ -электронов, а величина r скачкообразно возрастает на несколько порядков [2]. На рис. 1 приведены спектры ФЛ, измеренные в ДКЯ с барьером $l = 400 \text{ \AA}$ вблизи $\nu_{\text{Tot}} = 4$, и соответствующие спектры флуктуаций. Видно, что при изменении фактора заполнения на 0.1% наблюдается незначительное изменение спектров люминесценции, которое, однако, сопровождается аномально большими изменениями в спектре шумов. При этом оказалось, что в этой струк-

туре положение скачка r на оси B заметно изменяется в зависимости от направления развертки магнитного поля. На рис. 2 показано, как изменяются спектры шумов при увеличении и при уменьшении магнитного поля. Видно, что аномальные шумы интенсивности ФЛ наблюдаются всегда в некоторой малой окрестности $\nu_{\text{Tot}} = 4$, однако при возрастании индукции магнитного поля режим гигантских флуктуаций наступает при значении $B \approx 8.63 \text{ T}$, а при убывании — при $B \approx 8.51 \text{ T}$ (рис. 2). Иными словами, в исследуемом нами явлении гигантских флуктуаций возникает магнитополовой гистерезис, величина которого для структур с толщиной барьера $l = 400 \text{ \AA}$ оказалась равной $\Delta B \approx 0.1 \text{ T}$. Следует отметить, что наблюдаемый гистерезис не зависел от скорости развертки магнитного поля и обнаруженный эффект имел воспроизводимый характер. Для иллюстрации последнего на рис. 2 приведены две последовательные серии спектров флуктуаций интенсивности люминесценции, измеренных при развертке магнитного поля в прямом и обратном направлениях. Поскольку в наших предыдущих исследованиях одиночных квантовых ям было установлено, что режим гигантских флуктуаций интенсивности ФЛ всегда сопровождается скачком в спектральном положении линии излучения, мы исследовали в этой структуре спектральные зависимости линий

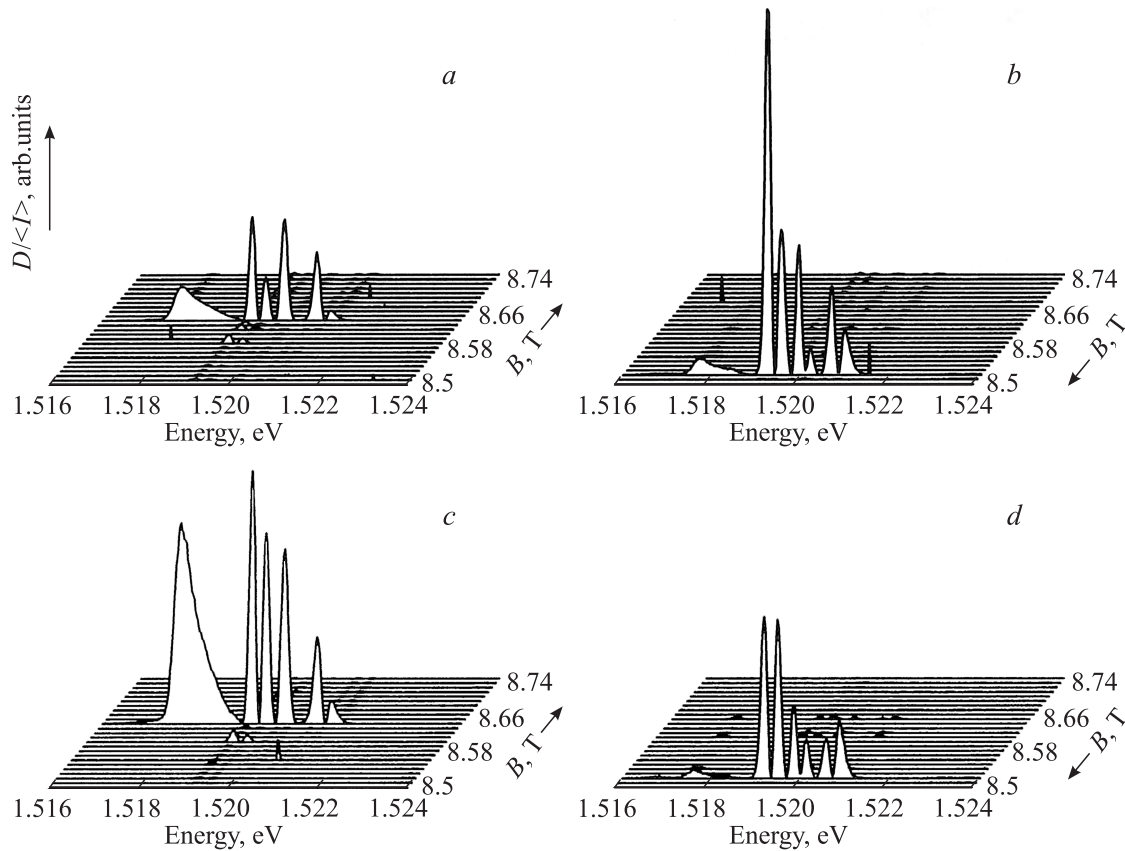


Рис. 2. Зависимость величины флуктуаций от магнитного поля в ДКЯ с толщиной барьера $l = 400 \text{ \AA}$ при факторе заполнения $\nu_{\text{Tot}} = 4$ ($n_s = 4.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $T = 1.41 \text{ К}$) при развертке магнитного поля в разных направлениях (направление развертки показано стрелками). При увеличении B максимум величины флуктуаций наблюдается при $B = 8.63 \text{ Т}$, а при уменьшении — при $B = 8.51 \text{ Т}$. Максимальные флуктуации наблюдаются в крайних точках магнитополевого гистерезиса.

ФЛ, наблюдаемых из разных ям, от магнитного поля. На рис. 3 показаны магнитополевые зависимости спектрального положения этих линий, измеренные вблизи полного фактора заполнения $\nu_{\text{Tot}} = 4$, в которых также наблюдаются гистерезисные явления, причем одинаковые для обеих ям. Наблюдаемые скачки в спектральном положении линий излучения имеют небольшую амплитуду ($\Delta E \approx 0.1 \text{ мэВ}$). Величина этих скачков и их положение по магнитному полю, включая гистерезис, были воспроизводимы при многократной развертке магнитного поля в обе стороны вблизи $\nu_{\text{Tot}} = 4$. Отметим, что в одиночных квантовых ямах было установлено, что наличие спектральных скачков линий люминесценции не является достаточным условием для наблюдения гигантских флуктуаций интенсивности излучения. Например, для нечетных факторов заполнения, когда химический потенциал электронной системы находится в щели, связанной со спиновым расщеплением, в эксперименте при $T = 1.5 \text{ К}$ наблюдаются резкие скачки в спектральном положении линий, а флуктуации интенсивности излучения отвечают пуассоновскому распределению с $r = 1$ [1].

Для сравнительного анализа наблюдаемых гистерезисных явлений мы также исследовали структуры с

меньшей толщиной барьера ($l = 200 \text{ \AA}$ и $l = 50 \text{ \AA}$). Оказалось, что в этих структурах, несмотря на ярко выраженный эффект гигантских флуктуаций интенсив-

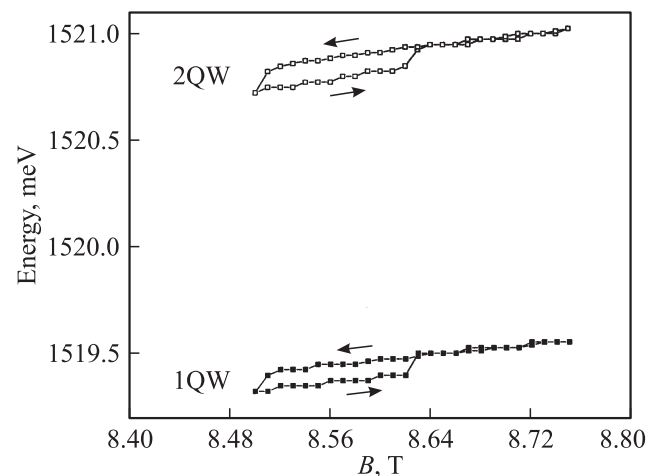


Рис. 3. Зависимость спектрального положения максимумов линий фотолуминесценции 2D-электронов 1 и 2 квантовых ям (E_0^1 и E_1^2) от направления развертки магнитного поля (магнитополевого гистерезис спектра); $n_s = 4.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $T = 1.41 \text{ К}$.

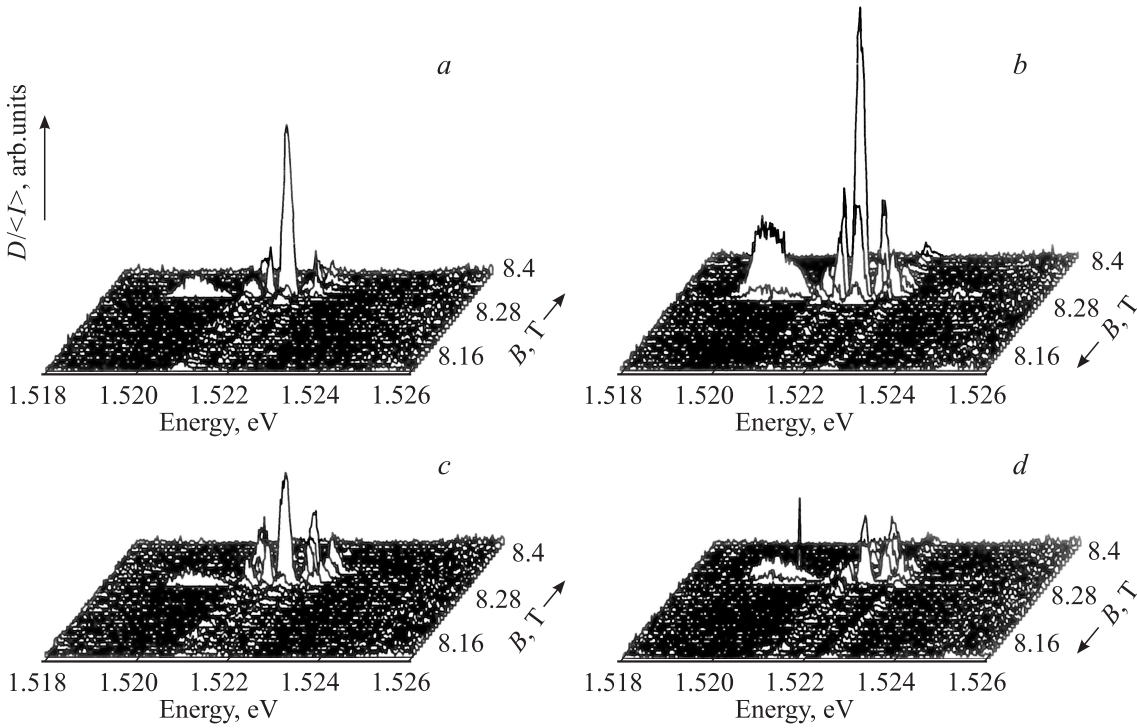


Рис. 4. Зависимость величины флуктуаций от магнитного поля в ДКЯ с толщиной барьера $l = 200 \text{ \AA}$ при факторе заполнения $\nu_{\text{Tot}} = 4$ ($n_s = 4.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $T = 1.41 \text{ К}$) при развертке магнитного поля в разных направлениях. Положение максимума величины флуктуаций на оси B не зависит от направления развертки магнитного поля, гистерезис не наблюдается.

ности излучения, наблюдавшийся в обеих квантовых ямах, гистерезис в магнитополевых зависимостях отсутствовал. На рис. 4 показаны спектры люминесценции, измеренные для аналогичной ДКЯ, которая отличалась от предыдущей лишь толщиной барьера $l = 200 \text{ \AA}$. Видно, что режим гигантских флуктуаций интенсивности излучения в этом случае не зависит от направления развертки магнитного поля и всегда наблюдается при $B = 8.3 \text{ Т}$. При этом гистерезис не проявлялся и в магнитополевых зависимостях спектрального положения линий люминесценции. Таким образом, следует заключить, что для наблюдения гистерезисных явлений в ДКЯ важнейшим параметром является толщина барьера, разделяющего электронные слои. Мы исследовали также температурную зависимость магнитополевого гистерезиса, обнаруженного в структуре с толщиной барьера $l = 400 \text{ \AA}$. На рис. 5 показано, как изменяется амплитуда гистерезиса от температуры. Видно, что с ростом температуры амплитуда ΔB монотонно уменьшается и гистерезис исчезает полностью при $T = 2.8 \text{ К}$. Отметим, что обращение в нуль амплитуды гистерезиса при $T > 2.8 \text{ К}$ не означает исчезновение гигантских флуктуаций, а указывает лишь на существование двух критических температур T_1 и T_2 , величины которых определяются разными параметрами структуры. Первая (T_1) определяется в основном величиной кулоновской щели и слабо зависит от концентрации неравновесных носителей. Вторая же (T_2), напротив, зависит от нерав-

новесной концентрации и условий возбуждения значительно, так как определяется внутрислоевым расстоянием (s) между электронами. Между тем для структуры с $l = 400 \text{ \AA}$ две критические температуры оказываются близкими друг другу, в то время как для структур с $l = 200$ и 50 \AA эти величины существенно различаются. Последнее обстоятельство указывает на то, что как

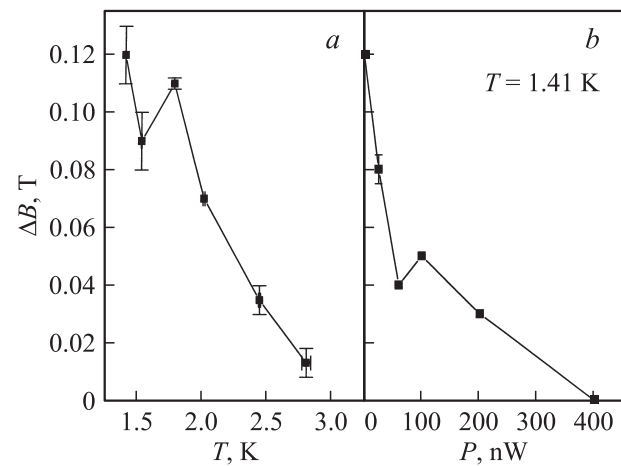


Рис. 5. Температурная зависимость ширины магнитополевого гистерезиса (ΔB) спектрального положения максимума линии фотолюминесценции $2D$ -электронов 1 квантовой ямы (E_0^1) вблизи $\nu_{\text{Tot}} = 4$ (a) и зависимость величины ΔB вблизи $\nu_{\text{Tot}} = 4$ от мощности He–Ne при $T = 1.41 \text{ К}$ (b); $n_s = 4.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

гигантские флуктуации сами по себе, так и магнитопольевой гистерезис являются характеристиками двумерной электронной системы, испытывающей фазовые переходы при критических температурах T_1 и T_2 .

Помимо влияния температуры на гистерезисные явления в двухслойной электронной системе мы также обнаружили зависимость амплитуды гистерезиса ΔB от разности концентраций электронов в слоях. Как уже отмечалось, дополнительное фотовозбуждение He–Ne-лазером обеспечивает поглощение света в барьере, что приводит к нейтрализации доноров в приповерхностном слое AlGaAs и позволяет селективно изменять электрическое поле и концентрацию электронов в квантовой яме, находящейся ближе к поверхности (n_1). Заметим, что при таком барьерном фотовозбуждении, несмотря на возникающую асимметрию распределения электрического поля и электронной плотности между ямами, флуктуации интенсивности излучения в отдельных ямах возникают при одинаковых значениях магнитного поля, т.е. система продолжает вести себя как одно целое с $\nu_{\text{Tot}} = 4$. С ростом мощности подсветки He–Ne-лазера (P) уменьшается полная плотность электронов в ДКЯ, что приводит к сдвигу режима гигантских флуктуаций интенсивности люминесценции в сторону меньших магнитных полей. При этом оказалось, что амплитуда магнитопольевого гистерезиса уменьшается и обращается в нуль при $P = 400$ нВт. Зависимость амплитуды ΔB от мощности надбарьерного фотовозбуждения представлена на рис. 5, *b*. Подсветка He–Ne-лазером позволяет плавно изменять внутрислоеое расстояние между электронами (s) при почти фиксированном межслоевом расстоянии (барьере l). Отсюда можно сделать вывод о том, что для обнаружения изменения амплитуды гистерезиса ключевым параметром является соотношение этих расстояний (l и s), и при $l = 400$ Å они становятся сравнимы. Заметим, что обнаруженное влияние мощности He–Ne-лазера не связано с перегревом электронной подсистемы, поскольку заметный перегрев наступает при плотностях мощности подсветки порядка $1 \cdot 10^{-1}$ Вт/см² и более.

5. Заключение

Таким образом, в данной работе в режиме КЭХ в структурах с двойными GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As-квантовыми ямами обнаружен и исследован новый эффект — гистерезис в магнитопольевых зависимостях амплитуды флуктуаций интенсивности излучения двумерных электронов и в спектральном положении линий фотолуминесценции при развертке магнитного поля в разных направлениях. Установлено, что для наблюдения магнитопольевого гистерезиса в ДКЯ важнейшим параметром является толщина барьера, разделяющего 2D-слои. При этом наблюдаемый гистерезис не зависит от скорости развертки магнитного поля и этот эффект носит качественно воспроизводимый характер. Амплитуда об-

наруженного гистерезиса по магнитному полю зависит от толщины барьера, разделяющего электронные слои, от температуры и от разности концентраций (Δn) в слоях. Появление гистерезиса в структурах с толщиной барьера ($l = 400$ Å), близкой к расстоянию между электронами в слоях ($l \approx s$), может быть связано с фазовым переходом, происходящим при низких температурах в двухслойных системах в условиях квантового эффекта Холла.

Список литературы

- [1] О.В. Волков, И.В. Кукушкин, М.В. Лебедев, Г.Б. Лесовик, К. фон Клитцинг, К. Эберл. Письма ЖЭТФ, **71**, 558 (2000).
- [2] М.В. Лебедев, О.В. Волков, А.Л. Паракхонский, В.А. Ковальский, И.В. Кукушкин. Письма ЖЭТФ, **80**, 363 (2004).
- [3] I.V. Kukushkin, K. von Klitzing, K. Ploog, V.E. Kirpichev, V.N. Shepel. Phys. Rev. B, **40**, 4179 (1989).
- [4] Ф.Г. Пикус. Письма ЖЭТФ, **54**, 487 (1991).
- [5] М.В. Лебедев, И.В. Кукушкин, А.Л. Паракхонский, В.Е. Кирпичев, О.В. Волков, К. фон Клитцинг. Письма ЖЭТФ, **82**, 138 (2005).

Редактор Л.В. Беляков

Hysteresis of giant fluctuations of two-dimensional electron radiation intensity in the integer quantum Hall regime

A.L. Parakhonsky, M.V. Lebedev, V.E. Kirpichev, I.V. Kukushkin

Institute of Solid State Physics,
Russian Academy of Sciences,
142432 Chernogolovka, Russia

Abstract The hysteresis in magnetic field dependences of amplitude of giant fluctuations of radiation intensity is found in two-dimensional electron systems in the regime of integer quantum Hall effect. It is shown, that the hysteresis arises only at the certain thickness of the barrier between electronic layers when the interlayer width is compared to the distance between an electrons in 2D-plane. The amplitude of a hysteresis on a magnetic field is found out to depend on temperature and a difference of electron concentration in layers. The phenomenon observed could indicate to occurrence of new coherent ordered state in the correlated two-layer electronic systems under quantum Hall conditions. That is characterized by two critical temperatures.